

# 基于多像素光子计数器的赝热光场 Fano 因子研究

张合勇<sup>1,2</sup> 郭劲<sup>1</sup> 赵帅<sup>1,2</sup> 王挺峰<sup>1</sup> 刘立生<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>中国科学院长春光学精密机械与物理研究所激光与物质相互作用国家重点实验室, 吉林 长春 130033  
<sup>2</sup>中国科学院研究生院, 北京 100049

**摘要** 为研究激光经运动漫反射目标后光场统计的特性, 结合多像素光子计数器(MPPC)的光子统计模型, 并利用光子统计二阶矩和均值, 得到描述光子数波动的 Fano 因子。然后对该因子进行曲线拟合, 得到衡量赝热光场光子分布杂乱程度的热模数  $\mu$ , 同时可得衡量探测系统增益系数  $\gamma$  和串扰概率  $\epsilon$  的组合参数  $B$ 。实验结果表明, 漫反射目标旋转驱动电压从 20 mV 逐渐变化到 1280 mV, 回波光光子热模数  $\mu$  从 289 增加到 1229, 且随着电压增大, 热模数增长速率逐渐减缓。由于探测器增益  $\gamma$  在实验过程中保持恒定,  $B$  参数的变化直接反映探测器像素之间串扰概率的变化, 结果表明漫反射目标转速增加, MPPC 串扰概率  $\epsilon$  减小, 通过 Fano 因子的曲线拟合只给出串扰概率的定性描述, 得不到增益系数的相关信息。只有对光子统计三阶矩进行分析, 才能获得探测器增益及串扰概率的定量描述。

**关键词** 探测器; 多像素光子计数器; 赝热光; Fano 因子; 增益系数; 串扰概率

中图分类号 TN249 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL201138.1008010

## Research on Fano Factor for Pseudo-Thermal Light Field Based on Multi-Pixel Photon Counter

Zhang Heyong<sup>1,2</sup> Guo Jin<sup>1</sup> Zhao Shuai<sup>1,2</sup> Wang Tingfeng<sup>1</sup> Liu Lisheng<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>State Key Laboratory of Laser Interaction with Matter, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun, Jilin 130033, China  
<sup>2</sup>Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

**Abstract** In order to study the light field statistical property when the laser is scattered by rotated diffuser, combining the statistical model of multi-pixel photon counter (MPPC), the Fano factor which describes the photons fluctuation is gained through adopting the second-order momentum and average value of the photon statistics. Then, the curve fitting of the Fano factor produces the number of thermal modes  $\mu$  and the parameter  $B$  which is the combination of the gain coefficient  $\gamma$  and the cross-talk probability  $\epsilon$  for the photo-detector. The experimental results are as follows. The number of thermal modes for the echo signal increases from 289 to 1229 when the driving voltage increases from 20 to 1280 mV, and the increasing speed decreases with the increase of driving voltage for the diffuser. The parameter  $B$  can reflect the variance of cross-talk probability between the neighbouring pixels due to the coefficient  $\gamma$  which is a constant during the course of measurement. The results suggest that the cross-talk probability decreases when the rotating velocity increases (the increase of the driving voltage). The curve fitting of the Fano factor only gives the qualitative description of the cross-talk, while there is no information of the gain coefficient in the fitting. The quantitative analysis of gain coefficient and cross-talk probability can be achieved through the research of the third-order momentum for the arriving photons.

**Key words** detectors; multi-pixel photon counter; pseudo-thermal light; Fano factor; gain coefficient; cross-talk probability

**OCIS codes** 030.1670; 030.5290; 030.6600; 270.1670

收稿日期: 2011-04-29; 收到修改稿日期: 2011-06-09

基金项目: 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所第三期创新工程项目(O98Y32C100)资助课题。

作者简介: 张合勇(1982—), 男, 博士研究生, 助理研究员, 主要从事激光主动探测方面的研究。

E-mail: yonghezhang1116@126.com

导师简介: 郭劲(1964—), 男, 博士, 研究员, 博士生导师, 主要从事光电对抗总体技术方面的研究。

E-mail: Guojin\_1964@126.com

# 1 引 言

近年来, 由于探测距离和探测灵敏度对探测器的探测能力提出新的挑战, 光子计数手段提供了强有力的技术途径。但是, 传统的光子计数方式由于采用光电倍增管或单点雪崩光电二极管 (APD) 进行探测, 存在噪声大、动态范围小、高压工作等问题。因此不少半导体器件厂商将目光投放在阵列光子计数探测器研制和生产领域。在此方向上取得较大突破的单位主要有美国林肯实验室和日本滨松公司。林肯实验室采用独立研制的 APD 阵列探测器用于三维成像以及光子计数外差实验<sup>[1-4]</sup>, 该实验室的盖革模式 APD 阵列每个像素独立输出信号, 且每个像素设置有主动猝灭电路。而滨松公司的多像素光子计数器 (MPPC) 则采用所有像素叠加输出, 因此具有更大的计数动态范围, 主要用在高能物理、天文学、荧光测量等前沿领域<sup>[5-10]</sup>。国外在该方向的研究集中在近 5 年内。国内除北京师范大学联合北京辐射研究中心在 2010 年利用 MPPC 进行过拉曼散射测量之外, 没有其他单位利用该探测器进行的相关研究报道。本文利用 MPPC 对光子信号 Fano 因子进行了统计分析。在外差探测中, 需要两束光实现干涉, 在微弱的回波信号情况下, 常规探测器已经难以实现有效探测, 必须依赖于光子计数手段, 对光子计数型的外差探测进行研究, 首先要了解目标的回波光子统计特性, Fano 因子是衡量光子二阶统计的重要参量。相干激光经过运动漫反射体后将产生赝热光, 因此对赝热光场统计分析是实现光子计数外差探测的基础。

## 2 MPPC 简述

MPPC 是一种所谓的硅-光电倍增管装置。它包括多个工作在盖革模式下的 APD 器件。其中每个 APD 像素探测到一个光子到达时, 输出一个脉冲信号。每一个像素能记录光子的有无, 而整个 MPPC 输出的信号是所有 APD 像素输出电脉冲的总和。该器件具有很强的光子探测能力, 且具有较大的光子计数动态范围。实验中所使用的探测器为滨松公司 2006 年推出的像素数为 400 的 MPPC, 像素尺寸 50 μm, 如图 1 所示。其具体参数如表 1 所示。

由于该探测器具有高增益 ( $10^5 \sim 10^6$ )、低偏置电压 (小于 100 V)、低暗计数 (小于 100 MHz/mm<sup>2</sup>)、高光子探测效率 (PDE)、优良的时间分辨 (远小于

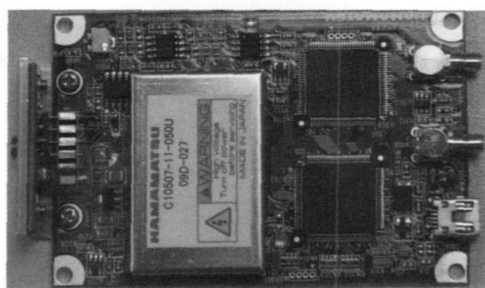


图 1 MPPC 实物图

Fig. 1 Sketch map of the MPPC module

1 ns)、低功耗、对磁场不敏感等优点, 因此在正电子发射计算机断层显像 (PET) 研究、高能物理、天文学、荧光测量、脱氧核糖核酸 (DNA) 生物链排序以及环境分析等领域具有广阔的应用前景。

表 1 S10362-11-050U 参数

Table 1 Parameters for S10362-11-050U

Parameter	Symbol	S10362-11-050U
Fill factor / %	—	61.5
Spectral response range / nm	$\lambda$	320~ 900
Peak sensitivity wavelength / nm	$\lambda_p$	440
Photon detection efficiency ( $\lambda = \lambda_p$ ) / %	PDE	50
Operating voltage range / V	—	(70 ± 10)
Dark count / ( $10^3 \text{ s}^{-1}$ )	—	400
Dark count Max. / ( $10^3 \text{ s}^{-1}$ )	—	800
Terminal capacitance / pF	$C_t$	35
Time resolution (FWHM) / ps	—	200~ 300
Temperature coefficient of reverse voltage / (mV/ °C)	—	56
Gain	$M$	$7.5 \times 10^5$

## 3 赝热光场统计模型

大部分光源都是通过被激发的原子或分子的自发辐射而发光的。大量原子或分子, 依靠热、电或其他手段激发到高能态, 然后随机独立掉到较低能态, 在此过程中发光。这种由大量独立贡献组成的辐射称为热光。同热光发射的混乱波列形成鲜明对比的是激光器发射相对更有序的受激辐射。被限制在一个谐振腔内的被激发的原子或分子, 以一种有序和高度依赖的方式同步辐射, 称为激光。热光和激光都是由随机涨落波组成的, 因此, 不论哪种光最终都必须作为随机过程处理。让一束激光通过一个运动漫反射体, 可以产生一种光波, 它的一阶经典统计性质同偏振热光无法辨别。这种光同热光的区别, 主

要在于它在每一时间涨落区间的能量要大得多，称为赝热光。关于赝热光场的研究，在国内主要有中国科学院上海光学精密机械研究所和山西大学的量子光学实验室<sup>[11,12]</sup>，本文的研究侧重点与其不同。

理想的探测器对光场的响应可以用简单的伯努利过程描述为<sup>[13]</sup>

$$B_{m,n}(\eta) = \binom{n}{m} \eta^m (1-\eta)^{n-m}, \quad (1)$$

式中  $n$  表示在探测器积分时间内碰撞到探测器表面的光子数， $m$  表示探测到的光子数， $\eta < 1$  表示光子探测效率。实际上  $\eta$  是对探测器响应以及可控和非可控损耗的定量描述，而其中的损耗可通过光学系统进行量化。盖革模式光子计数器出现后，探测器响应主要由量子效率、填充因子以及雪崩触发概率决定。结果表明探测到的电子分布  $P_{m,el}$  与所需要测量的光子分布  $P_{n,ph}$  相关联<sup>[14-16]</sup>，

$$P_{m,el} = \sum_{n=m}^{\infty} B_{m,n}(\eta) P_{n,ph}. \quad (2)$$

可以证明，对于经典光子态的集合，其统计分布保持最初的探测统计特性。而这些简单的描述被进一步发展，并与任意一个雪崩触发源盖革雪崩的概率分布结合起来。首先，可以考虑探测器的假性碰撞和串扰不能被忽略的情况。泊松过程所导致的暗计数(DCR)可表述为

$$P_{m,dc} = \frac{\overline{m}_{dc}^m \cdot \exp(-\overline{m}_{dc})}{m!}, \quad (3)$$

式中  $\overline{m}_{dc}$  表示积分时间内暗计数的平均值，并且有  $\sigma_{m,dc}^{(2)} = \overline{m}_{dc}$ 。因此，记录脉冲的统计特性可描述为

$$P_{m,el+dc} = \sum_{i=0}^m P_{i,dc} \cdot P_{m-i,el}, \quad (4)$$

由此可得平均值  $\overline{m}_{el+dc} = \overline{m}_{el} + \overline{m}_{dc}$ ，相应的二阶中心矩为

$$\sigma_{m,el+dc}^{(2)} = \sigma_{m,el}^{(2)} + \sigma_{m,dc}^{(2)} = \sigma_{m,el}^{(2)} + \overline{m}_{dc}. \quad (5)$$

更进一步，可以考虑串扰效应，该效应是真正的层叠现象，可表示为

$$C_{kl}(\varepsilon) = \binom{l}{k-l} \varepsilon^{k-l} (1-\varepsilon)^{2l-k}, \quad (6)$$

式中  $\varepsilon$  表示一个像素的盖革雪崩触发第二个像素的概率，称为串扰概率。 $l$  表示暗计数和光子触发雪崩计数， $k$  表示实际的光子数。采用一阶近似，可得探测器实际响应为

$$P_{k,cross} = \sum_{m=0}^k C_{k,m}(\varepsilon) P_{m,el+dc}, \quad (7)$$

平均串扰光子数为

$$\overline{k}_{cross} = (1 + \varepsilon) \overline{m}_{el+dc}, \quad (8)$$

二阶矩为

$$\sigma_{k,cross}^{(2)} = (1 + \varepsilon)^2 \sigma_{m,el+dc}^{(2)} + \varepsilon(1 - \varepsilon) \overline{m}_{m,el+dc}. \quad (9)$$

在信号提取过程中伴随的放大和数字化过程所产生的输出  $x$  可表示为参数  $\gamma$  与之前考虑暗计数和串扰后输出参数的乘积

$$P_{x,out} = P_{k,cross}, \quad (10)$$

由此，可以对各阶矩进行缩放，

$$\overline{x}_{out} = \gamma \overline{k}_{cross}, \quad \sigma_{x,out}^{(2)} = \gamma^2 \sigma_{k,cross}^{(2)}. \quad (11)$$

下面将推导上述各参量的二阶矩。该方法扩展了以前文献中所述的重要的 DCR 和一阶串扰效应。在实验上，通过探测可控(改变光子探测效率  $\eta$ ) 的变化光场，在进行  $\eta$  扫描的全过程中，假定探测器的参数保持不变。已记录的脉冲分布  $P_{x,out}$  的二阶矩可以用来评估 Fano 因子，

$$F_{x,out} = \frac{\sigma_{x,out}^{(2)}}{\overline{x}_{out}} = \gamma \frac{\sigma_{k,cross}^{(2)}}{\overline{k}_{out}} = \gamma(1 + \varepsilon) \frac{\sigma_{m,el+dc}^{(2)}}{\overline{m}_{el+dc}} + \gamma \frac{\varepsilon(1 - \varepsilon)}{1 + \varepsilon} = \frac{Q_{el+dc}}{\overline{m}_{el+dc}} \overline{x}_{out} + \gamma \frac{1 + 3\varepsilon}{1 + \varepsilon}, \quad (12)$$

式中  $Q_{el+dc} = \frac{\sigma_{m,el+dc}^{(2)}}{\overline{m}_{el+dc}} - 1$  表示第一次放电的  $M$  因子。

值得注意的是，由于暗计数的出现，使得  $\overline{x}_{out}$  前端系数不再与所测量的光场独立。因此从原理上讲，应该将光场分为相干和赝热光场进行讨论。对相干光场而言，具有相对较为成熟的统计研究，本文主要侧重于赝热光场统计特性研究。

对于包含  $\mu$  个相互独立热模，且每个模式包含  $N_{th}/\mu$  个平均光子的热场光子分布可表示为<sup>[12]</sup>

$$P_{n,ph} = \frac{(n + \mu - 1)!}{n! (\mu - 1)! (N_{th}/\mu + 1)^\mu (\mu/N_{th} + 1)^n}, \quad (13)$$

式中  $\overline{n} = N_{th}$ ， $\sigma_n^{(2)} = N_{th}(N_{th}/\mu + 1)$ ，在此情况下有

$$\begin{aligned} \frac{Q_{el+dc}}{\overline{m}_{el+dc}} &= \frac{1}{\overline{m}_{el+dc}} \left[ \frac{\sigma_{m,el+dc}^{(2)}}{\overline{m}_{el+dc}} - 1 \right] = \\ &= \frac{\sigma_{m,el}^{(2)} + \sigma_{m,dc}^{(2)} - (\overline{m}_{el} + \overline{m}_{dc})}{(\overline{m}_{el} + \overline{m}_{dc})^2} = \frac{1}{\mu} \frac{\overline{m}_{el}^2}{(\overline{m}_{el} + \overline{m}_{dc})^2}, \end{aligned} \quad (14)$$

此时，可以将测量输出的平均值记为

$$\overline{x}_{out} = \gamma(1 + \varepsilon)(\overline{m}_{el} + \overline{m}_{dc}) \equiv \overline{x}_{ph} + \overline{x}_{dc}, \quad (15)$$

式中只有  $\overline{x}_{ph}$  在实验中经过衰减，而  $\overline{x}_{dc}$  保持常数。因此将 Fano 因子重写为

$$F_{x,out} = \frac{1}{\mu} \left[ 1 - \frac{\overline{x}_{dc}}{\overline{x}_{out}} \right]^2 \overline{x}_{out} + \gamma \frac{1 + 3\varepsilon}{1 + \varepsilon}. \quad (16)$$

通过测量多模热场的不同输出值  $\overline{x}_{out}$ ，并画出

$F_{x,out}$  分布图, 通过曲线拟合的方式可得到热模数  $\mu$  以及后端与光子数无关的常数项, 暗计数  $\bar{x}_{dc}$  可通过实验进行测定。如此能对热模数  $\mu$  进行定量分析, 对串扰概率进行定性分析。

### 4 光子统计实验

实验中采用 532 nm 单频激光照射在转速可调的旋转漫反射体表面, 目标转速的调整通过改变直流伺服电机驱动电压实现。经过漫反射体表面反射的光由光学系统进行搜集, 之后经过一组衰减器, 稀疏的光子流入到 MPPC 感光面上, 经过前置放大及滤波处理后, MPPC 输出 3 路不同类型的信号, 实验装置如图 2 所示。

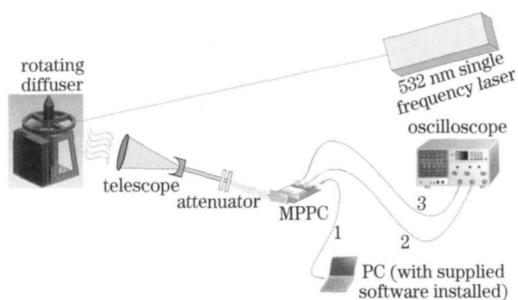


图 2 MPPC 光子统计示意图

Fig. 2 Sketch map of photon statistics for MPPC

第一路信号通过设置不同的光子事件( $p_e$ ) 阈值以及不同的门控时间, 对门控时间内的光子进行累加, 门控时间最小设置为 1 ms, 最大设置为 1 s, 通过 USB 连接线与 PC 机相连。在 PC 机上事先安装了相应的驱动软件, 通过软件界面可以完成简单设置, 用于流过 MPPC 前端感光面光子数的实时监控。某次实验结果如图 3 所示。

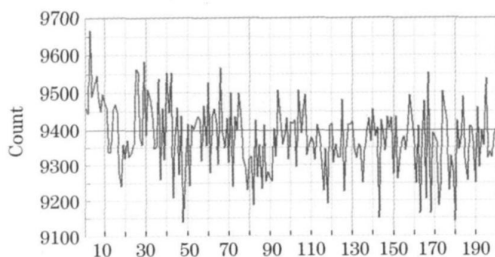


图 3 USB 端口输出光子信号

Fig. 3 Output photon signal from USB port

通过 MPPC 的 USB 端口输出界面, 可以实现对采集参数的设定, 保存在该设置下该探测器对应的光子计数速率。在本研究中, 需要采集 USB 端口输出数据, 分析热光的二阶矩统计特性。

第二路和第三路信号分别对应 MPPC 输出的模拟信号和比较器输出的非周期方波信号, 模拟信号输出值表示在该时刻所探测到的到达光子数, 模拟信号幅值反映到达的光子数多少, 从设计原则上讲, 每 100 mV 输出脉冲对应 1 个光子事件, 实际上由于传输线的衰减以及不同波长的探测器增益不同, 导致在 532 nm 位置处对应 1 个光子事件的输出电压要略低于 100 mV。实验中某次测量由示波器输出的 MPPC 第二路和第三路信号如图 4 所示。

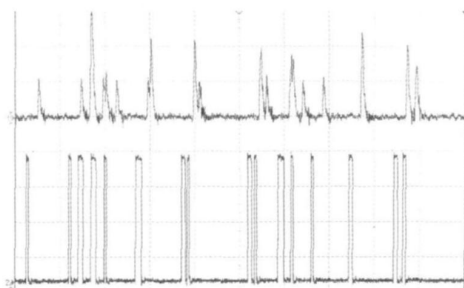


图 4 MPPC 模拟输出和比较器输出波形

Fig. 4 Waveform comparison between analogue and comparator output

由图 4 可知, 示波器输出波形中, 上半部分对应于模拟端口输出, 脉冲出现的位置对应于探测到的光子到达的时刻, 脉冲幅值对应于光子数的多少。图 4 中下半部分对应于比较器输出的信号, 该信号相对于与之对应的脉冲信号具有大约 20 ns 的时间延迟, 输出方波的位置根据模拟信号以及所设定的比较器阈值而定。

通过改变电机驱动电压, 实现对旋转目标转速调制, 实验中设置了 7 组不同的驱动电压, 分别为 20、40、80、160、320、640 和 1280 mV。在不同的光子入射强度下进行统计, 统计周期为 1 ms。实验测量中 1 ms 内到达的光子数最多不超过 3500 个。根据上述驱动电压, 得到经过漫反射体后的光子二阶矩与均值比值如图 5 所示。

由图 5 可知, 随着漫反射体运动速度的加快, 相同入射光子流对应的 Fano 因子逐渐减小, Fano 因子反映了光子流密度的波动相对于均值的比例大小。也就是随着目标运动速度的加快, 到达的光子数波动减小, 趋向于平均化。根据(16)式可以对实验参数进行理论模拟。如图 5(g) 中实线所示, 由(16)式可知, 其中有 4 个参数待定, 分别为入射光源热模个数  $\mu$ 、探测器光子暗计数  $\bar{x}_{dc}$ 、放大和数字化过程中产生的增益系数  $\gamma$ 、探测器像素之间的串扰概率  $\epsilon$ 。在(16)式中, 暗计数  $\bar{x}_{dc}$  可以通过实验测定,

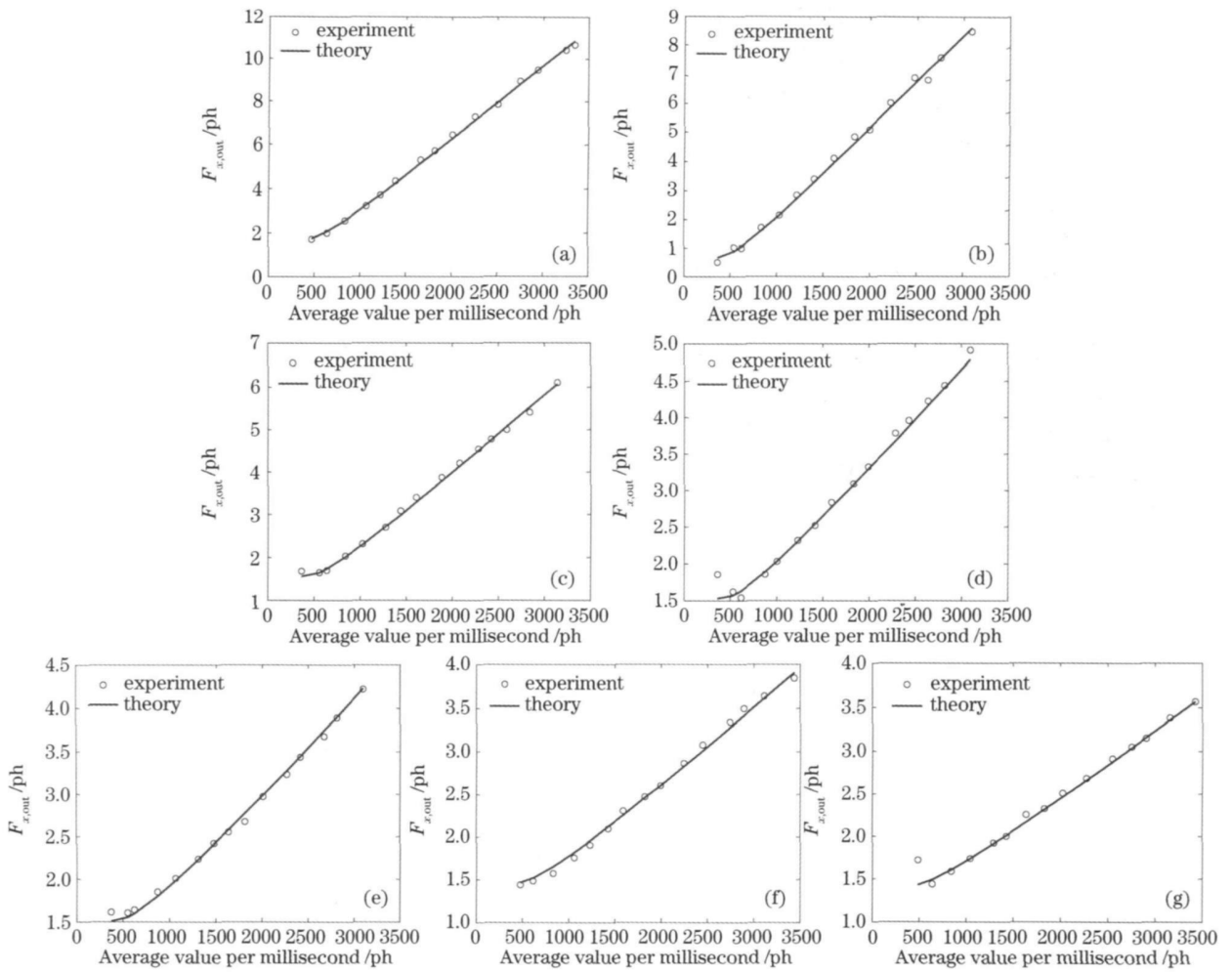


图 5 不同驱动电压对应的 Fano 因子。(a) 20 mV; (b) 40 mV; (c) 80 mV;

(d) 160 mV; (e) 320 mV; (f) 640 mV; (g) 1280 mV

Fig. 5 Fano factors under different driving voltages. (a) 20 mV; (b) 40 mV; (c) 80 mV;

(d) 160 mV; (e) 320 mV; (f) 640 mV; (g) 1280 mV

系数  $\gamma$  和  $\epsilon$  的组合表达式可以看作一个统一参数  $B$ ,  $B$  的表达式为

$$B = \gamma \frac{1 + 3\epsilon}{1 + \epsilon} \quad (17)$$

由此可根据实验所测数据对参数  $\mu$  和  $B$  进行拟合, 结合实验所测的暗计数如表 2 所示。

由表 2 可知, 在不同目标转速(不同驱动电压)下, 所测得的暗计数几乎保持不变, 理论上而言, 只要做到完全无光进入探测器, 且探测器温度保持恒定, 暗计数应该为常值。因此, 实验测量与理论暗计数变化规律吻合。本次实验研究得到的两个重要规律如下。

1) 与热模数  $\mu$  相关

随着目标转速(驱动电压)增加, 目标反射回波中所包含的热模数量逐渐增加, 但随着电压的增加, 热模数量增加的速度逐渐减慢, 热模数随驱动电压

的变化关系如图 6 所示。

表 2 不同驱动电压下的实验值与拟合参数

Table 2 Experimental and fitting parameters under different driving voltages

Voltage / mV	Dark count	Thermal modes $\mu$	Parameter $B$
20	375	289	1.682
40	362	345	1.643
80	392	541	1.605
160	394	715	1.553
320	404	896	1.543
640	414	1051	1.413
1280	389	1229	1.396

图 6 中所反映的规律与光子统计的 Fano 因子随驱动电压变化规律描述的是同一物理现象。

电压增大, 热模个数增多的原因是驱动电压增加, 漫反射体运动速度加快, 对回波信号造成的调制

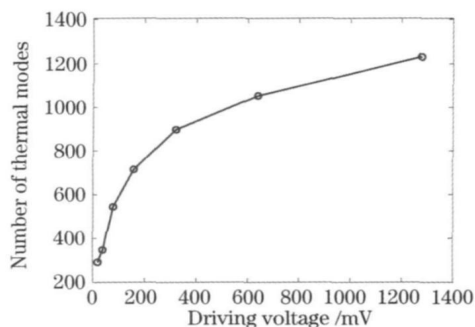


图6 光子热模数与驱动电压的关系

Fig. 6 Number of photon thermal modes versus driving voltage

速度加快,导致回波光子统计分布趋于杂乱(包括时间和空间)。杂乱的分布也即是平均化的分布,一旦平均化的趋势加强,那么回波光子统计的二阶矩就会减小,也就意味着在相同的光子数条件下,光子统计的 Fano 因子会随着驱动电压增加而逐渐减小。从另外一个层面理解,目标转速加大,导致回波光子统计分布趋于杂乱,也就是光子内所包含的等效热辐射模式增多,即热模个数增加。因此无论是 Fano 因子还是热模个数,都是光子分布杂乱程度的定量描述。

电压增大,热模个数增长速度放慢的原因是由于激光是相干光,模式单一,在目标低速运动时,对入射光的调制虽然慢,但是激光由接近单模向多模式转变,相当于从无到有的过程。但随着运动目标速度加快,对激光的调制越来越强,出现的模式也增多,此时调制对于激光模式的改变会出现趋于“饱和”的现象。虽然在目前的调制情况下没有出现完全意义上的饱和,但是,笔者认为这是从数学上存在的一个极限,物理上难以达到,当调制速度无限大时,热模个数将不再增加。

## 2) 与系数 $B$ 相关

由(17)式可知,系数  $B$  与增益系数  $\gamma$  和串扰概率  $\varepsilon$  有关,增益系数  $\gamma$  在不同实验中可认为是常量。根据  $B$  变小的趋势,可以得到串扰概率  $\varepsilon$  变大的趋势。因此得出结论,随着转速变大,光子的时间和空间分布更加均匀化,导致串扰概率逐渐减小。目前,根据光子统计 Fano 因子的曲线拟合,虽然不能得出对应的增益系数  $\gamma$  和串扰概率  $\varepsilon$  的具体数值,但能大致分析  $\gamma$  和  $\varepsilon$  的变化趋势。在后续研究中,涉及到光子统计的三阶矩对称因子,那时将给出量化描述。

## 5 结 论

在 MPPC 光子统计模型基础上,结合光子数分

布的二阶统计及 Fano 因子的物理定义,实验上对旋转漫反射目标进行光子统计。实验主要内容是测量在不同旋转速度下光子统计的 Fano 因子,然后对测量的实验数据进行曲线拟合,得到衡量热光场光子分布杂乱程度的热模数  $\mu$ ,同时可得到衡量探测系统增益系数  $\gamma$  和串扰概率  $\varepsilon$  的组合参数  $B$ 。结果表明漫反射目标旋转驱动电压增大, MPPC 串扰概率  $\varepsilon$  逐渐减小,通过 Fano 因子的曲线拟合只给出串扰概率的定性描述,只有对光子统计的三阶矩进行分析,才能得到探测器增益以及串扰概率的定量描述。

## 参 考 文 献

- Brian F. Aull, Andrew H. Loomis, Douglas J. Young *et al.*. Geiger-mode avalanche photodiodes for three-dimensional imaging [J]. *Lincoln Laboratory Journal*, 2002, **13**(2): 335~ 350
- Marius A. Albota, Brian F. Aull, Daniel G. Fouché *et al.*. Three dimensional imaging laser radars with Geiger-mode avalanche photodiode arrays [J]. *Lincoln Laboratory Journal*, 2002, **13**(2): 351~ 370
- Leaf A. Jiang, Jane X. Luu. Heterodyne detection with a weak local oscillator [J]. *Appl. Opt.*, 2008, **47**(10): 1486~ 1503
- Jane X. Luu, Leaf A. Jiang. Saturation effects in heterodyne detection with Geiger-mode InGaAs avalanche photodiode detector arrays [J]. *Appl. Opt.*, 2006, **45**(6): 3798~ 3804
- Chang Lyong Kim, Gin-Chung Wang, Sergei Dolinsky. Multi-pixel photon counters for TOF PET detector and its challenges [J]. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 2009, **56**(5): 2580~ 2585
- Akihiro Minamino, Naoki Nagai, Daniel Orme *et al.*. Development of multi-pixel photon counters for T2K long baseline neutrino experiment [C]. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2008. 3111~ 3114
- Martin Gottlich, Erika Garutti, Valentin Kozlov *et al.*. Application of multi-pixel photon counter to positron emission tomography [C]. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2008. 3119~ 3122
- F. Retiere, Y. Du, S. Foreman *et al.*. Characterization of multi-pixel photon counters for T2K near detector [J]. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 2009, **610**(1): 378~ 380
- Debra Henseler, Ronald Grazioso, Nan Zhang *et al.*. SiPM performance in PET applications: an experimental and theoretical analysis [C]. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2009. 1941~ 1947
- Tian Yuzhen, Zhao Shuai, Guo Jin. Analysis of non-cooperative target photon counting laser ranging [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(5): 0514002  
田玉珍, 赵帅, 郭劲. 非合作目标光子计数激光测距技术研究 [J]. *光学学报*, 2011, **31**(5): 0514002
- Shen Xia, Zhang Minghui, Liu Honglin *et al.*. Research on the pulsed pseudo-thermal light [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(11): 2893~ 2898  
沈夏, 张明辉, 刘红林等. 脉冲式热光源的实验研究 [J]. *中国激光*, 2009, **36**(11): 2893~ 2898
- He Shibe, Shen Xia, Wang Hui *et al.*. Ghost imaging without beamsplitter in thermal optical field [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(11): 3332~ 3335  
贺拾贝, 沈夏, 王慧等. 热光场无分束器非局域成像研究 [J]. *光学学报*, 2010, **30**(11): 3332~ 3335
- Marco Ramilli, Alessia Allevi, Valery Chmilla *et al.*. Photon-

- number statistics with silicon photomultipliers[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2010, **27**(5): 852~ 862
- 14 L. Mandel, E. Wolf. *Optical Coherence and Quantum Optics* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1995, 703~ 704
- 15 A. Agliati, M. Bondani, A. Andreoni *et al.*. Quantum and classical correlations of intense beams of light via joint photodetection[J]. *J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt.*, 2005, **7**(12): S652~ S663
- 16 G. Zambra, M. Bondani, A. S. Spinelli *et al.*. Counting photoelectrons in the response of a photomultiplier tube to single picosecond light pulses[J]. *Rev. Sci. Instrum.*, 2004, **75**(8): 2762~ 2765